Magnetisches Moment des 10 µsec-Zustands im Co^{58} und Relaxationsverhalten von ausgerichteten Co^{58}-Kernen, implantiert in α- und γ-Eisen

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Heinz-Eberhard M a h n k e

aus Berlin

- Juni 1970 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Prof. Dr. H. Gabriel

Tag der mündlichen Prüfung: 13. Juli 1970

Tag der Promotion : 14 AUG. 1970

Magnetisches Moment des 10 μsec-Zustands im Co^{58} und Relaxationsverhalten von ausgerichteten Co^{58}-Kernen, implantiert in α- und γ-Eisen

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Heinz-Eberhard M a h n k e

aus Berlin

- Juni 1970 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Zusammenfassung

Die Methode der stroboskopischen Beobachtung der Kernlarmorpräzession wird zur Bestimmung des magnetischen Moments von Co^{58}-Kernen im 10 µsec-Zustand ($T_{1/2}$ = 10,2 µsec, E = 54 keV, $J^{\pi} = 4^{+}$) verwendet. Die Anregung der Kerne erfolgt durch die Reaktion $Fe^{57}(d,n)\ Co^{58}$ oder $Fe^{58}(p,n)\ Co^{58}$ mit Hilfe des gepulsten Strahls eines 5,5 MV van de Graaf-Beschleunigers. Als Target wird metallisches Eisen verwendet.

Als Meßwert ergibt sich

$$g = + 1{,}046 \pm 0{,}002$$

entsprechend einem magnetischen Moment

$$\mu = (4{,}184 \pm 0{,}008)\ \mu_K .$$

Der gemessene Wert des g-Faktors für den ungerade-ungerade Kern Co^{58} wird mit Werten verglichen, die in Einteilchenoperator-Kopplung aus dem Schalenmodell berechnet werden.

Durch Variation der Targettemperatur wird der Einfluß der paramagnetischen Eisenumgebung auf die magnetische Wechselwirkung mit dem Kobaltkern untersucht. Dabei wird festgestellt, daß in der kubisch raumzentrierten α-Phase eine Relaxationszeit $T_{Rel} < 0{,}1$ µsec die Kernausrichtung zerstört, während in der kubisch flächenzentrierten γ-Phase die Kernausrichtung über Zeiten bestehen bleibt, die länger als 50 µsec sind.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0021

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung	3
2.	Meßprinzip	5
2.1	Relaxationen	8
2.2	Messung der Kernausrichtung (Alignmentmessung)	9
3.	Experimentelle Anordnung	11
3.1	Nachpulsung	11
3.2	Targetanordnung	12
3.3	Detektoren	14
4.	Messungen und Ergebnisse	15
4.1	γ-Übergänge	15
4.2	Spinpräzessionsspektren	16
4.3	Stroboskopische Resonanzkurven	18
4.4	g-Faktor des 10 μsec-Zustands	20
5.	Diskussion des gemessenen g-Faktors	22
6.	Spin der untersuchten Zustände und Multipolordnung der beobachteten γ-Übergänge	28
7.	Untersuchung der Temperaturabhängigkeit	30
8.	Diskussion möglicher Ursachen für das unterschiedliche Verhalten in der α- und γ-Phase	34
8.1	Statische Wechselwirkung	35
8.2	Fluktuierende Wechselwirkung	36
8.21	Änderung der Korrelationszeit	37
8.22	Elektrische Quadrupolwechselwirkung	39
8.23	Magnetische Wechselwirkung	42
8.3	Schlußbemerkung	44
Literaturverzeichnis		45

1. Einleitung

Bislang standen für die Untersuchung der Hyperfeinwechselwirkung mit Kernstrahlungsmeßmethoden in Eisen und Eisen-Kobalt-Systemen nur das Mößbauer-Niveau in Fe^{57} und der instabile Grundzustand von Co^{60} zur Verfügung. Untersuchungen an Co^{60}-Kernen in Eisen sind nur über die Kernorientierung bei extrem tiefen Temperaturen möglich; Untersuchungen am Fe^{57}-Kern mit Hilfe des Mößbauereffekts gestatten wegen der kurzen Lebensdauer von 140 nsec nur Aussagen mit einer Genauigkeit von einigen kGauß.

Es ist daher das Ziel dieser Arbeit, durch die Bestimmung des magnetischen Moments des 10 µsec-Zustands im Co^{58}-Kern eine weitere Sonde zu bekommen, mit der die Untersuchung innerer Felder in Festkörpern mit höherer Genauigkeit durchgeführt werden kann.

Der 10 µsec-Zustand im Co^{58}-Kern kann nur mit Hilfe von Kernreaktionen bevölkert werden, z.B. mit der (d,n)-Reaktion an Fe^{57} oder mit der (p,n)-Reaktion an Fe^{58}. Durch den Beschuß des Festkörpers mit hochenergetischen geladenen Teilchen und durch den Abbremsprozeß der angeregten Rückstoßkerne scheinen Gitterstörungen durch Strahlenschädigung unvermeidlich, so daß die Untersuchungen von Festkörpereigenschaften erschwert werden. Mit Hilfe des Mößbauereffekts an Fe^{57} nach der Kernreaktion Fe^{56}(d,p) konnte jedoch nachgewiesen werden, daß zum Zeitpunkt der γ-Emission die Umgebung des Mößbauerkerns ungestört ist (ChrHM 67). Diese Aussage kann mit Hilfe des 10 µsec-Zustands im Co^{58}-Kern mit besserer Genauigkeit überprüft werden.

Zur Beobachtung der Larmorpräzession der angeregten

Co^{58}-Kerne im 10 µsec-Zustand ist in Verbindung mit einem gepulsten Teilchenstrahl sowohl die zeitlich differentielle als auch die stroboskopische Methode geeignet. Der stroboskopische Vergleich der Larmorfrequenz mit der Pulsfrequenz des anregenden Teilchenstrahls führt zu einer Resonanzkurve mit Lorentzform, durch die die Larmorfrequenz mit hoher Genauigkeit bestimmt werden kann. Die Breite und die Höhe der Resonanzkurve geben Auskunft über das Relaxationsverhalten der Kerne. Wegen der geringen natürlichen Linienbreite (etwa 20 Gauß) können auch kleine Veränderungen innerer Magnetfeldbeiträge über Verschiebungen der Resonanzlinie nachgewiesen werden.

Zur Untersuchung von Relaxationsphänomenen allein wird ein einfacheres Verfahren angewendet (Alignmentmessung), bei dem auf die feste Phasenbeziehung der Larmorpräzession der Kerne zur Pulsfrequenz verzichtet wird. Dadurch kann die Kernausrichtung auch bei starken inneren Magnetfeldern (Ferromagnetika) bestimmt werden, bei denen die Larmorperiode kleiner als die elektronische Auflösungszeit ist.

2. Meßprinzip

Mit Hilfe von Kernreaktionen ist es möglich, Kerne in angeregten Zuständen mit ausgerichteten Spins zu erzeugen. Wählt man die Strahlrichtung als Quantisierungsachse, so werden magnetische Unterzustände mit kleinen m-Quantenzahlen bevorzugt besetzt. Dadurch zeigt die nachfolgend emittierte γ-Strahlung im allgemeinen eine anisotrope Winkelverteilung der Form

$$(1) \quad W(\Theta) = 1 + \sum_{\substack{k \\ \text{gerade}}} A_k(1) A_k(2) P_k(\cos \Theta) \quad .$$

Dabei sind die Koeffizienten $A_k(1)$ konstante, meist unbekannte Parameter, die die Ausrichtung durch die Kernreaktion beschreiben, die Koeffizienten $A_k(2)$ charakterisieren den elektromagnetischen Übergang, und Θ ist der Winkel zwischen Emissionsrichtung und Teilchenstrahlrichtung.
Störungen des Kernspinsystems können über die Änderung der Winkelverteilung beobachtet werden.

Befinden sich die Kerne in einem zeitlich konstanten, homogenen Magnetfeld B senkrecht zur Detektorebene (aufgespannt durch die Strahlachse und die Emissionsrichtung der γ-Quanten), so bewirkt die Larmorpräzession der Kernspins eine Drehung der Winkelverteilung um den Winkel $\omega_L t$,

$$(2) \quad W(\Theta, t, B) = W(\Theta - \omega_L t)$$

mit der Larmorfrequenz

$$(3) \quad \omega_L = - g \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} \cdot B \quad .$$

Hierin bedeutet $g = \mu / J$ den g-Faktor des Kernzustands und μ_K das Kernmagneton.

Die Drehung der Winkelverteilung führt zur bekannten sinusförmigen Modulation der unter einem festen Winkel Θ beobachteten γ-Intensität. Infolge des exponentiellen Zerfalls des angeregten Zustands ist die Intensität zur Zeit t nach der Anregung gegeben durch

$$(4) \quad I(t,B,\Theta) \sim e^{-t/\tau} \cdot W(\Theta - \omega_L t) \quad .$$

Im allgemeinen braucht in der Winkelverteilung nur das Glied mit k = 2 berücksichtigt zu werden.
Gleichung (4) lautet dann

$$(5) \quad I(t,B,\Theta) \sim e^{-t/\tau} \cdot (1 + b_2 \cos 2(\Theta - \omega_L t))$$

$$\text{mit} \quad b_2 = \frac{3/4\ A_2(1)A_2(2)}{1 + 1/4\ A_2(1)A_2(2)} \quad .$$

Mit einem gepulsten Teilchenstrahl ist es möglich, die Intensitätsmodulation als Funktion der Zeit zu messen (differentielle Beobachtung der Larmorpräzession). Dabei ist Voraussetzung, daß der zeitliche Abstand zweier Strahlpulse T_o größer ist als die Lebensdauer des angeregten Zustands τ, damit nicht durch Überlagerung verschiedenphasiger Intensitätsverteilungen die Anisotropie zerstört wird.

Erfolgen dagegen mehrere Kernanregungen innerhalb der Lebensdauer des untersuchten Kernzustands, so bietet gerade die Überlagerung neu erzeugter γ-Intensität mit Intensitäten aus früheren Anregungsprozessen die Möglichkeit zu einer stroboskopischen Beobachtung der Kernlarmorpräzession: Zu einer konstruktiven Überlagerung bei voller Anisotropie der γ-Intensität kommt es nur dann, wenn die "Rotationsfrequenz" der γ-Winkelverteilung gleich der Pulsfrequenz des anregenden Teilchenstrahls ist, andernfalls präzedieren Kerne, die in verschiedenen Strahlpulsen angeregt werden,

nicht gleichphasig, und die Anisotropie wird zerstört. Die Resonanzbedingung für die Beobachtung der vollen Anisotropie lautet daher

$$(6) \quad (\omega_L)_o = \frac{n \cdot \pi}{T_o} \quad . \qquad n = 1,2,...$$

Verändert man zum Beispiel die Larmorfrequenz ω_L durch Variation des äußeren Magnetfeldes, so erhält man eine Resonanzkurve mit Lorentzform, deren Breite durch die Lebensdauer des Zustands bestimmt ist. Aus der Intensitätsüberlagerung zur Zeit t ($0 \leq t < T_o$)

$$(7) \quad I(t,\tau,T_o,B,\theta) \sim \sum_{m=0}^{\infty} e^{-\frac{t+mT_o}{\tau}} \cdot W(\theta - \omega_L(t+mT_o))$$

ergibt sich die Lorentzkurve

$$(8) \quad I(t_o,\tau,T_o,B,\theta) \sim 1 \pm b_2 \frac{(\frac{1}{\tau})^2}{(\frac{1}{\tau})^2 + 4(\omega_L - (\omega_L)_o)^2}$$

für $\tau \gg T_o$. (t_o ist der Beobachtungszeitpunkt. Er stimmt mit der zeitlichen Lage des Maximums oder Minimums der Modulation im Resonanzfall überein.) (Eine ausführliche Darstellung der Stroboskopie wurde in der Diplomarbeit von mir (Mah 68) und in (ChrMR 70) gegeben.)

Im Experiment beobachtet man die γ-Strahlung üblicherweise mit zwei Detektoren Z und Y unter den Winkeln $\pm 45^o$ zur Strahlrichtung in Zeitfenstern 1 und 2 symmetrisch um $t_o = 1/4\ T_o$ bzw. $t_o = 3/4\ T_o$ und mißt das Doppelverhältnis

$$\frac{Z_1}{Z_2} \cdot \frac{Y_2}{Y_1}$$

als Funktion des Magnetfeldes.

2.1 Relaxationen

Bisher war angenommen worden, daß die Ausrichtung der Kernspins bis zum γ-Zerfall erhalten bleibt. Verliert der Kernspin während der Lebensdauer seine anfängliche Orientierung durch Wechselwirkung mit inneren Störfeldern, so wird die Anisotropie der γ-Strahlung geschwächt. Für statistisch fluktuierende Störfelder nimmt die Ausrichtung exponentiell mit der Zeit ab (vgl. Abragam und Pound (AbrP 53)).

$$(9) \quad W(\Theta,t) = 1 + A_2(1)A_2(2)\cdot e^{-\lambda_2 t}\cdot P_2(\Theta) + \ldots \quad ,$$

$$\lambda_2 \equiv \lambda = \frac{1}{T_{Rel}} \quad .$$

(Allgemeinere Relaxationstheorien (vgl. Gabriel (Gab 69)) liefern mitunter eine Überlagerung mehrerer Dämpfungsfunktionen, die aber bisher experimentell nicht sicher nachgewiesen wurden.)

Bei der zeitlich differentiellen Beobachtung kann die Schwächung der Anisotropie über die exponentielle Abnahme der Modulationsamplitude bestimmt werden.

In der stroboskopischen Resonanzkurve bewirkt die Dämpfung eine Verbreiterung der Linie und eine Abnahme des Resonanzeffekts:

$$(10) \quad I(t_o,\tau,T_{Rel},B,\Theta) \sim 1 \pm R\cdot\frac{\Delta\omega_{1/2}^2}{\Delta\omega_{1/2}^2 + 4(\omega_L-(\omega_L)_o)^2}$$

mit der Linienbreite

$$(10a) \quad \Delta\omega_{1/2} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{T_{Rel}}$$

und dem Resonanzeffekt

$$(10b) \quad R = \frac{\frac{3}{4}A_2(1)A_2(2)}{1 + \frac{\tau}{T_{Rel}} + \frac{1}{4}A_2(1)A_2(2)}$$

Das Auftreten von Relaxationszeiten setzt der Anwendbarkeit sowohl der zeitlich differentiellen als auch der stroboskopischen Beobachtungsmethode auf Zustände mit langen Lebensdauern eine obere Grenze. Die vorgegebene Lebensdauer eines Kernzustands legt aber auch den Zeitbereich fest, in dem Relaxationsphänomene studiert werden können; er reicht etwa von $1/10\,\tau$ bis $10\,\tau$ in der Stroboskopie und kann unter Umständen bei zeitlich differentieller Beobachtung zu kürzeren Zeiten hin ausgedehnt werden.

2.2 Messung der Kernausrichtung (Alignmentmessung)

Legt man das äußere Magnetfeld nicht senkrecht zur Strahlachse an, sondern als Entkopplungsfeld parallel zur Strahlrichtung, so ist die Quantisierungsachse gleichzeitig Symmetrieachse. Das hat zur Folge, daß die Winkelverteilung von der Larmorpräzession der Kernspins unbeeinflußt bleibt. Entsprechend Gleichung (1) ergibt sich bei einer anisotropen Winkelverteilung ein Intensitätsunterschied, wenn man die γ-Strahlung unter den Winkeln $\Theta = 180^\circ$ (0°) und $\Theta = 90^\circ$ in bezug auf die Strahlrichtung beobachtet.

Bei zeitlich differentieller Beobachtung der Anisotropie können Relaxationszeiten in ähnlicher Weise wie bei der Beobachtung der Larmorpräzession bestimmt werden. Die Messung der über die Lebensdauer gemittelten Anisotropie entspricht der Bestimmung des Resonanzeffekts in der Stroboskopie. Es gilt :

$$(11)\quad I(\Theta, B_\parallel) = \frac{1}{\tau}\int_0^\infty I(t,\Theta)\,dt \sim 1 + \frac{\frac{3}{4}A_2(1)A_2(2)}{1 + \frac{\tau}{T_{Rel}} + \frac{1}{4}A_2(1)A_2(2)}\cdot\cos 2\Theta$$

Zur Normierung des Intensitätsverhältnisses $(I(180^\circ, B_\parallel)/I(90^\circ, B_\parallel)$ ist es sinnvoll, das entsprechen-

de Verhältnis bei transversalem Magnetfeld zu bestimmen, wobei das Magnetfeld so groß sein muß, daß die Modulation infolge der Präzession ausgemittelt wird. Analog zu Gleichung (10) lautet die Intensität im transversalen Feld

$$(12)\quad I(\Theta,B_\perp) = \frac{1}{\tau}\int_0^\infty I(t,\Theta,B)\,dt \sim$$

$$1 \pm \frac{\frac{3}{4}A_2(1)A_2(2)}{1+\frac{\tau}{T_{Rel}}+\frac{1}{4}A_2(1)A_2(2)} \cdot \frac{(\frac{1}{\tau}+\frac{1}{T_{Rel}})^2}{(\frac{1}{\tau}+\frac{1}{T_{Rel}})^2+4\omega_L^2}$$

(Pluszeichen für $\Theta = 180^\circ$ (0°), Minuszeichen für $\Theta = 90^\circ$). Bei genügend großem Magnetfeld verschwindet der Lorentzterm in (12).

Vergleicht man die Beziehungen (10),(11) und (12) miteinander, so ist naheliegend, die integrale Anisotropiemessung als "Null"-Feldresonanz der stroboskopischen Beobachtung zu betrachten (vgl. Hanle-Effekt). Um die Entkopplung von Kern- und Hüllenspin zu gewährleisten, muß der Fall $B_\perp = 0$ aber durch ein starkes Feld $B_\parallel$ realisiert werden.

3. Experimentelle Anordnung

Die Experimente wurden am 5,5 MV van de Graaf-Beschleuniger des Hahn-Meitner-Instituts durchgeführt. Das interne Pulsungssystem des Beschleunigers liefert Strahlimpulse von ca. 10 nsec Länge in Abständen von 1 μsec. Mit zwei magnetischen Quadrupollinsen und einem Blendensystem kann der Strahl auf das Target fokussiert werden. Es konnte ein stabiler Brennfleck von etwa 1 mm Durchmesser bei einem mittleren Strom von einigen 100 nA erreicht werden.

3.1 Nachpulsung

Zur zeitlich differentiellen Beobachtung der Larmorpräzession im 10 μsec-Zustand von Co^{58} mußte der Pulsabstand vergrößert werden. Dazu wurden mehrere Strahlimpulse mit Hilfe elektrostatischer Ablenkung unterdrückt; die Ablenkung erfolgte in einem Kondensatorplattenpaar (Abmessungen: 500 × 40 mm^2, Abstand ca. 10 mm), die Auffängerblende, etwa 1,5 m vom Plattenpaar entfernt, war zwischen den beiden Quadrupollinsen in der Brennebene der ersten angebracht. Bei der Teilchenenergie von etwa 6 MeV genügte eine Ablenkspannung von 1 bis 1,5 kV zur Ausblendung. Für die Dauer des gewünschten Pulsabstands lag die volle Spannung an den Platten, für einen Zeitraum, der kleiner war als der interne Pulsabstand von 1 μsec, wurde die Spannung abgeschaltet, so daß gerade ein Strahlimpuls die Blende passieren konnte. Die Steuerung und Synchronisierung wurde in folgender Weise vorgenommen :
Der mit der internen Frequenz von 1 MHz gepulste Ionenstrahl erzeugt beim Passieren eines sogenannten Pick-up-Rohres durch Influenz Nulldurchgangssignale. Nach Impulsformung und digitaler Untersetzung auf die gewünschte kleinere Frequenz gehen die Signale über einen variablen Verzögerungs- und Rechteckgenerator auf den Hochspannungs-

schalter. Mit Hilfe der variablen Verzögerung werden Teilchenpulsfrequenz und Hochspannungsschaltfrequenz in Phase gebracht.

Durch diese Art der Strahlimpulsunterdrückung konnte die Impulslänge von ca. 10 nsec beibehalten werden. Bei einem auf 32 μsec verlängerten Pulsabstand betrug der erreichbare mittlere Targetstrom etwa 70 nA.

3.2 Targetanordnung

Als Targets wurden zu 90,7 % angereichertes Fe^{57}-Metall und zu 30,5 % angereichertes Fe^{58}-Metall von jeweils etwa 30 mg verwendet. Die Eisenproben waren unter Argon-Schutzgasatmosphäre zusammengeschmolzen worden.

Zur Aufheizung der Targets auf Temperaturen bis zum Schmelzpunkt des Eisens wurden folgende Anordnungen verwendet :
Anordnung I : Die Eisenprobe wurde in die Form eines runden Plättchens mit einer Dicke von etwa 3/10 mm gebracht und auf die Stirnseite eines Molybdänzylinders von 5 mm Durchmesser und etwa 10 mm Länge in eine Vertiefung fest eingedrückt (vgl.Abb. 1).

Um den Molybdänzylinder befand sich ein Quarzglasrohr als Träger einer Heizwendel, umgeben von einem metallischen Reflektor. Für eine Targettemperatur von 1000° C wurde eine Heizleistung von etwa 60 Watt benötigt. Die Heizleistung des Teilchenstrahls von etwa 1 Watt war zwar klein dagegen, es ergab sich jedoch ein deutlicher Unterschied zwischen der Temperatur des Eisens und der des Molybdänzylinders, und die Stabilität betrug nur etwa $\pm$ 5° C. (Die Eisentemperatur wurde mit einem Pyrometer gemessen, in den Molybdänzylinder war ein Platin-Platinrhodium-Thermoelement eingefügt worden.)

Anordnung II : Um einen besseren Temperaturausgleich zu erzielen, wurde das angereicherte Eisen zunächst auf ein "natürliches" Eisenblech aufgepunktet (In dem Blech war eine Öffnung ausgespart zur Durchführung eines Thermoelements.). Die Punktschweißungen wurden nur an den Rändern

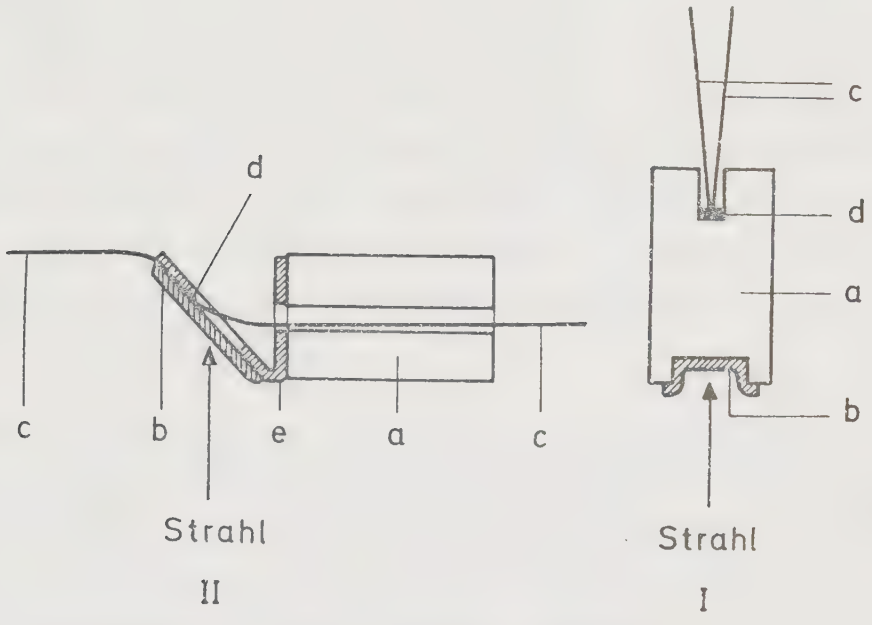

Abb. 1 Targetanordnungen

a Molybdänzylinder
b angereicherte Eisenprobe
c Thermodrähte
d Thermolötstelle
e "natürliches" Eisenblech

der angereicherten Probe vorgenommen. Der überstehende Teil des "natürlichen" Eisenblechs wurde auf den Molybdänzylinder geschweißt. Anschließend wurde das System in einer Wasserstoffgasatmosphäre bei etwa 900° C mehrere Stunden getempert, um mögliche Gitterfehler auszuheilen.

Wie in Anordnung I befand sich der Zylinder in einer Heizwendel.Die Temperaturstabilität war jetzt besser als ± 1° C.
Die Ausbreitungszeit der Temperaturänderungen infolge der Strahlpulse sollte nach einer Abschätzung von

Wegener (Weg 65) für Eisen kleiner als 10^{-10} sec sein. Die mit dem Thermoelement (Pyrometer) gemessene Temperatur kann daher als Temperatur der Umgebung der angeregten Co-Kerne angesehen werden.

Das Target war in einer Kammer zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten untergebracht, die mit dem Vakuumsystem des Beschleunigers verbunden war. Für die Messungen bei Temperaturen weit oberhalb von 1000° C mußten die Quarzglasrohre der Heizung durch Al_2O_3-Rohre ersetzt werden. Außerdem wurde die Kammer mit Hilfe einer Havar-Folie vom Vakuumsystem des Beschleunigers getrennt und ständig mit einem gleichmäßigen Argonstrom gespült (Druck etwa 1/10 Torr).

Zur Alignmentmessung befand sich das Heiztarget in einem Quarzglasrohr, über das ein durchbohrter Elektromagnet zur Erzeugung des Parallelfeldes geschoben wurde. Das Transversalfeld wurde mit Hilfe zweier Luftspulen oberhalb und unterhalb des Targets erzeugt.

3.3 Detektoren

Die γ-Strahlung wurde mit NaJ(Tl)-Kristallen von 2 mm Dicke und 38 mm Durchmesser nachgewiesen. Zur Energiebestimmung der unverzögert emittierten γ-Strahlung wurden auch Energiespektren mit einem Ge(Li)-Detektor (komplanar, Fläche ungefähr 2 cm^2, empfindliches Volumen ungefähr 1 cm^3) aufgenommen.

4. Messungen und Ergebnisse

4.1 γ-Übergänge

In dem Energiespektrum der γ-Quanten, die sofort nach der Anregung durch die Kernreaktion $Fe^{57}(d,n)$ bzw. $Fe^{58}(p,n)$ emittiert werden, treten dominierend Linien mit Energien von 60 ± 1 keV und 113 ± 2 keV auf. Dagegen wurden verzögert zwei Linien bei 28 ± 2 keV und 56 ± 2 keV beobachtet (Abb. 2), die beide innerhalb der Fehlergrenzen die gleiche Halbwertszeit von

$$T_{1/2} = 10{,}2 \pm 0{,}4\ \mu\text{sec}$$

zeigten.

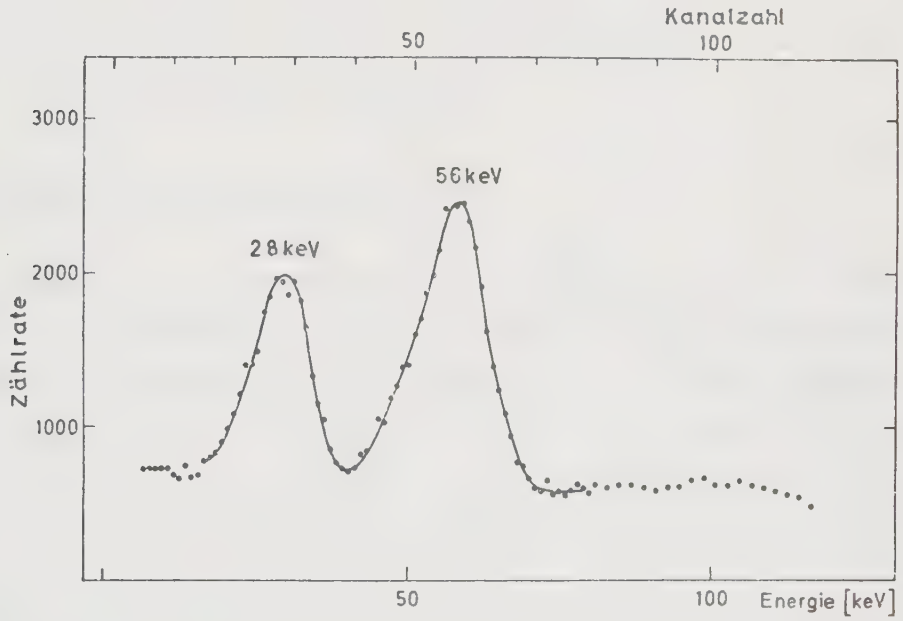

Abb. 2 Energiespektrum der verzögert emittierten γ-Strahlung (Zeitbereich 3 bis 10 μsec nach der Anregung) nach der Reaktion $Fe^{57}(d,n)Co^{58}$

Es muß angenommen werden, daß der 56 keV-Übergang mit dem von Brandi et al. (BrEHK 64) nach der Reaktion $Co^{59}(\gamma,n)$ beobachteten 54 keV-γ-Übergang mit einer

Halbwertszeit von 10,2 μsec identisch ist. Auf Grund neuerer Kernreaktionsdaten, die in (NDS 70) zusammengefaßt sind, kann ferner angenommen werden, daß der 56 keV-γ-Übergang direkt zum Grundzustand führt, der 28 keV-Übergang dagegen den metastabilen Zustand bei 25 keV-Anregungsenergie bevölkert. Die beiden prompten Zerfälle ($T_{1/2} < 10$ nsec) entsprechen Übergängen aus dem 113 keV-Niveau.

Außerdem wurde noch ein schwacher 88 keV-γ-Übergang beobachtet, der nach Fe^{58}(p, nγ)-Messungen vom 113 keV-Zustand zum metastabilen 25 keV-Zustand führt.

Das in Abb. 5 dargestellte Zerfallsschema der niedrig angeregten Zustände in Co^{58} faßt die hier diskutierte Einordnung der beobachteten γ-Übergänge in das Niveauschema des Co^{58}-Kerns zusammen.

4.2 Spinpräzessionsspektren

Zum Nachweis der Ausrichtung der angeregten Co^{58}-Kerne durch die Kernreaktion und zu einer ersten Bestimmung der Larmorfrequenz der Co^{58}-Kerne im 10 μsec-Zustand wurden die beiden verzögert emittierten γ-Quanten zeitlich differentiell beobachtet. Der zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Strahlpulse betrug 32 μsec. Um zu erreichen, daß am Kernort im wesentlichen nur das von außen angelegte Feld von etwa 600 G wirkte, war die Eisenprobe auf etwa 950° C erhitzt worden, d.h. auf eine Temperatur weit oberhalb des Curie-Punktes. Beide γ-Übergänge zeigten modulierte Zeitspektren, innerhalb der Fehlergrenzen war die Modulationsfrequenz gleich. In Abb. 3 sind die Modulationsfunktionen der beiden γ-Übergänge dargestellt. Unterlegt ist jeweils die an die Meßpunkte angepaßte Funktion $b_2 \cdot \cos(2\omega_L t - \varphi)$. [+)]

[+)] Die Auswertung erfolgte nach einem von Herrn J.Bleck und Herrn Dr.Winkler entwickelten Programm (Ble 67).

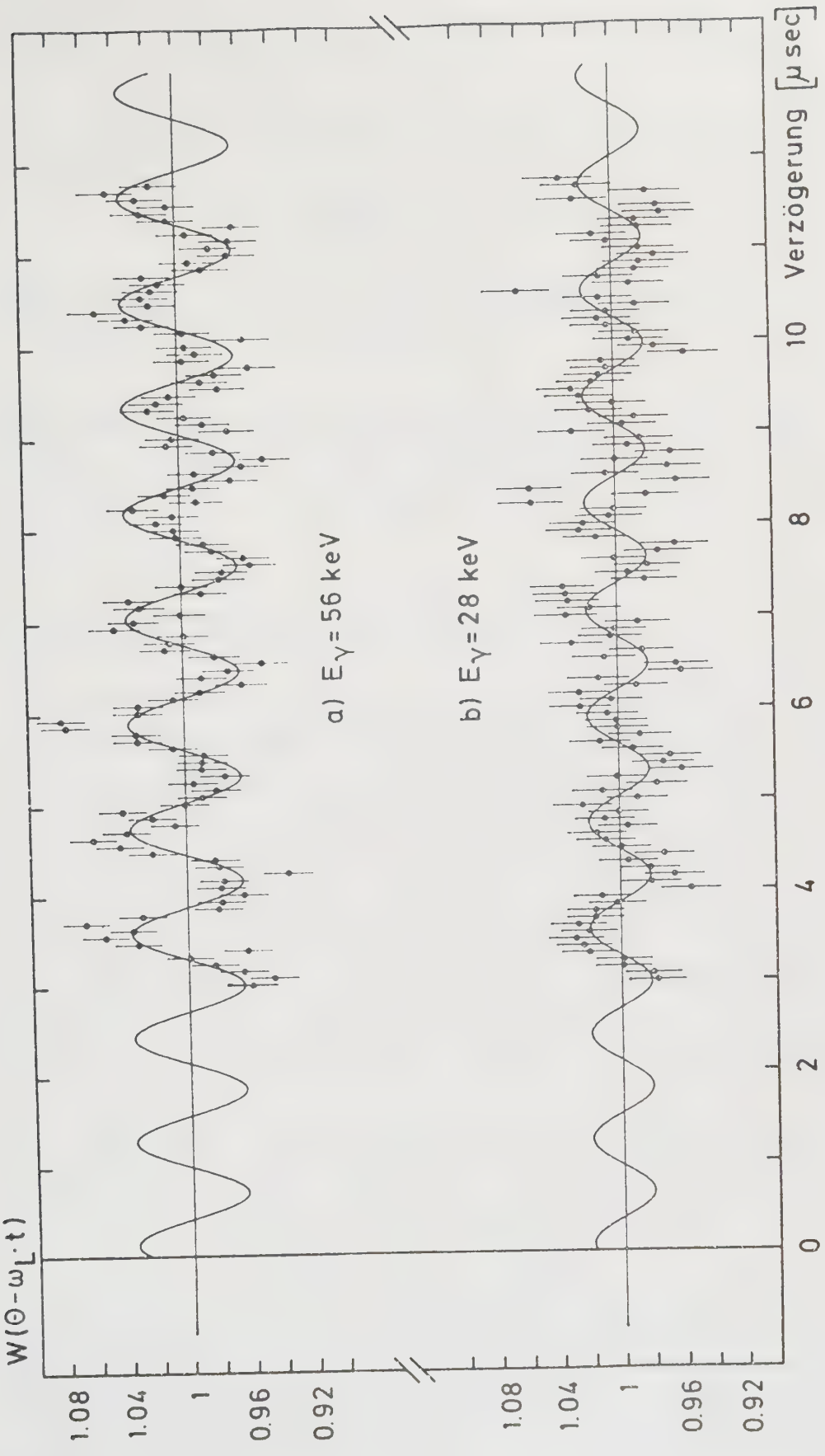

Abb. 3 Spinpräzession von Co^{58} in metallischem Eisen nach der Reaktion $Fe^{57}(d,n)\ Co^{58}$ bei einer Targettemperatur von 950° C.

Die Anpassung ergab für das Verhältnis der Modulationsamplituden

$$r = \frac{b_2\ (56\ \text{keV})}{b_2\ (28\ \text{keV})} = +\ 1{,}6 \pm 0{,}3 \quad .$$

(Der Fehler berücksichtigt die Unsicherheit in der Bestimmung des γ-Untergrundes.)

Das Amplitudenverhältnis und die gleiche Startphase der beiden Übergänge erlauben Rückschlüsse auf die Multipolordnungen der γ-Strahlungen, die im Abschnitt 6 diskutiert werden.

4.3 Stroboskopische Resonanzkurven

Die genaue Bestimmung der Larmorfrequenz im angeregten Co^{58} erfolgte durch stroboskopische Beobachtung des 56 keV-γ-Übergangs. Vergleichsfrequenz war die Wiederholfrequenz des gepulsten Teilchenstrahls ($1/T_o$ = 1 MHz). Eine typische Resonanzkurve, aufgenommen nach der Reaktion $Fe^{58}(p,n)\ Co^{58}$, ist in Abb. 4 dargestellt. Die Temperatur der Eisenprobe betrug 1120° C. Unterlegt ist eine Anpassung des Ausdrucks (10) an die Meßwerte. Freie Parameter waren : das Resonanzfeld B_o, der Anisotropiefaktor A_2, die Breite $1/\tau + 1/T_{Rel}$ und die Normierung.[+)]

Aus mehreren solcher Resonanzkurven, sowohl nach der (p,n)-Reaktion als auch nach der (d,n)-Reaktion ergab sich ein resonantes äußeres Magnetfeld von

$$B_o = (627{,}4 \pm 1{,}0)\ \text{Gauß} \quad .$$

(Der Fehler kommt im wesentlichen durch die Ungenauigkeit der Magnetfeldbestimmung am Targetort zustande.) Bei allen aufgenommenen Resonanzkurven zeigte sich eine leichte Verbreiterung gegenüber der natürlichen Linienbreite.

+) Das Programm wurde von Herrn T.Wichert eingerichtet, der auch die Rechnungen durchführte.

Die natürliche Breite beträgt bei einer Lebensdauer von

$\tau = (14{,}7 \pm 1{,}0)$ μsec

$$\Delta B_{nat} = (13{,}7 \pm 1{,}0) \text{ Gauß.}$$

Aus der geringen Verbreiterung von etwa 20 % läßt sich eine Relaxationszeit von der Größenordnung

$$T_{Rel} \approx 50 \ \mu\text{sec}$$

abschätzen.

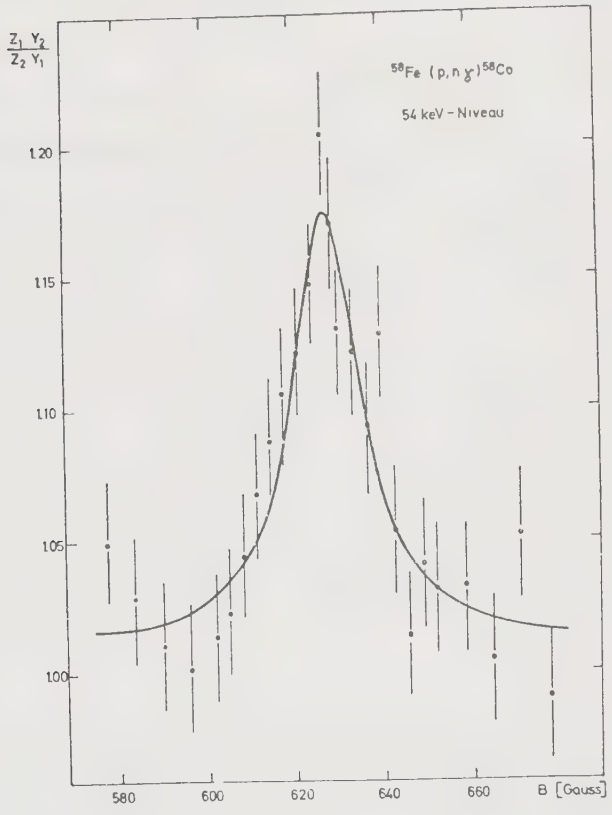

Abb. 4 Stroboskopische Resonanz der gestörten Winkelverteilung der 56 keV-γ-Strahlung nach der Reaktion $Fe^{58}(p,n)\ Co^{58}$ bei einer Targettemperatur von 1120° C.

Ein Vergleich des Resonanzeffekts bei der (d,n)- und der (p,n)-Reaktion ergab, daß die Anisotropie der 56 keV-γ-Strahlung und damit die Kernausrichtung im 10 μsec-Zustand bei der (p,n)-Reaktion doppelt so groß war wie bei der (d,n)-Reaktion. Die bevorzugte Emissionsrichtung der γ-Strahlung war bei beiden Reaktionen die Richtung des Teilchenstrahls (positives b_2, vgl. Abb.7).

4.4 g-Faktor des 10 μsec-Zustands

Um aus der Larmorfrequenz den g-Faktor bestimmen zu können, muß man das am Kernort wirksame Magnetfeld kennen. Durch das Aufheizen der Eisenproben auf Temperaturen weit oberhalb des Curie-Punktes wurden ferromagnetische Beiträge vermieden. Außerdem zeigte sich im Temperaturbereich von 900 bis 1100° C keine Temperaturabhängigkeit der Resonanzlage. (Zur Verbesserung der Empfindlichkeit waren auch stroboskopische Resonanzkurven mit der fünften Oberwelle (n = 5 in Gleichung (6)), entsprechend einem fünfmal höheren äußeren Magnetfeld, aufgenommen worden.) Innerhalb der Fehlergrenzen von höchstens 0,2 % können daher temperaturabhängige paramagnetische Korrekturen (z.B. Curie-Weiss-Paramagnetismus der Fe- bzw. Co-Ionen) vernachlässigt werden (vgl. Abschnitt 8.23).

Ist die bevorzugte Emissionsrichtung der γ-Strahlung bekannt (vgl. Abb. 7), so ergibt sich bei bekannter Magnetfeldrichtung das Vorzeichen des g-Faktors z.B. aus dem Vorzeichen der zweiten Ableitung der Stroboskopiekurve in der Resonanz.

Aus der Resonanzbedingung (Gleichung (6)) erhält man für den g-Faktor des 10 μsec-Zustands in Co^{58} den Wert

$$g = + 1{,}046 \pm 0{,}002 \quad .$$

Der angegebene Fehler berücksichtigt nur die Unsicherheit in der Bestimmung des äußeren Magnetfeldes. Die Größe des Paramagnetismus der Leitungselektronen (Knight-shift) ist nicht bekannt und ist zusammen mit der diamagnetischen Abschirmung vernachlässigt.

5. Diskussion des gemessenen g-Faktors

Im Schalenmodell ergeben sich Spin und Parität des Grundzustands und der niedrigen angeregten Zustände eines doppelt-ungeraden Kerns aus der Kopplung des ungepaarten Protons an das ungepaarte Neutron. Diese Kopplungsregel gilt in entsprechender Weise für das magnetische Moment, so daß der g-Faktor eines uu-Kerns dargestellt werden kann in der Form

$$(13) \qquad g = \frac{g_\pi + g_\nu}{2} + \frac{g_\pi - g_\nu}{2} \left(\frac{J_\pi (J_\pi + 1) - J_\nu (J_\nu + 1)}{J(J+1)} \right),$$

wobei der Index π (ν) sich auf das ungepaarte Proton (Neutron) bezieht.

Setzt man in erster Näherung für die g-Faktoren der ungepaarten Nukleonen die entsprechenden Einteilchen-Schalenmodell-Werte (Schmidt-Werte) ein, so ergibt sich in den meisten Fällen bereits recht gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Der Co^{58}-Kern sollte nach dem Schalenmodell die Konfiguration $(\pi\, 1f_{7/2})^7\ (\nu\, 1f_{7/2})^8\ (\nu\, 2p_{3/2})^3$ besitzen. Die Kopplung des $f_{7/2}$-Protons an das $p_{3/2}$-Neutron ergibt für Spin und Parität der niedrig liegenden Zustände 2^+, 3^+, 4^+ und 5^+. Spin und Parität des Grundzustands sind 2^+, des ersten angeregten Zustands 5^+. Auch der 10 μsec-Zustand bei 54 keV sollte mit dieser Konfiguration beschrieben werden können mit Spin und Parität 3^+ oder 4^+.

Die Tabelle 1 zeigt einen Vergleich der nach Gleichung (13) berechneten g-Faktoren mit den bisher bekannten Werten (g_{exp}) der doppelt-ungeraden Kobaltkerne. Für die Rechnung wurden die Einteilchen-g-Faktoren eines $f_{7/2}$-Protons und eines $p_{3/2}$-Neutrons benutzt (g_{Sch}). Bis auf den g-Faktor des Grundzustands von Co^{58} werden

die gemessenen Werte recht gut mit dem einfachen Modell wiedergegeben.

J^π	g_{Sch}	g_{exp} Co^{56}	Co^{58}	Co^{60}
2^+	3,11		2,00+)	
3^+	1,65			
4^+	1,07	0,95+)	1,05	
5^+	0,77			0,75+)

Tab. 1 Vergleich der berechneten und gemessenen g-Faktoren von doppelt-ungeraden Co-Kernen

Verwendet man für die Berechnung statt der Einteilchen-Werte empirische Werte der entsprechenden Zustände in dem benachbarten ug- und gu-Kern, so werden vonvornherein Einflüsse des Kernrumpfes mit berücksichtigt, und die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten sollte verbessert werden.

Der Grundzustand im Nachbarkern Co^{57} ($J^\pi = 7/2^-$) und der erste angeregte Zustand im Nachbarkern Fe^{57} ($J^\pi = 3/2^-$, E = 14 keV) weisen nach dem Schalenmodell die entsprechenden Nukleonenkonfigurationen auf. Die g-Faktoren der beiden Zustände (insbesondere der von Fe^{57}) weichen jedoch erheblich von den Einteilchen-Werten ab (s.Tab.2, Spalte 3 und 5).

Noya,Arima und Horie (NoAH 58) konnten nachweisen, daß im Gebiet der mittelschweren Kerne die gemessenen magnetischen Momente mit ihrer Konfigurationsmischungstheorie sehr gut wiedergegeben werden können. Dagegen ist in einigen Fällen demonstriert worden (Ni^{61}, Ni^{63} +), As^{73} ++), daß anspruchsvollere Theorien (z.B. unter Berücksichtigung von Quasiteilchenanregungen sowie

+) (ShiV 68)
+) Bleck et al. (BMiRZ 70) , ++) Engels (Eng 67)

Kern	Konfiguration	J^{π}	g_{Sch}	g_{Konf}			g_{exp}
Co^{57}	$\pi(1f_{7/2})^7\ \nu(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^2$	$7/2^-$	1,65	1,27	1,21	1,24	1,31
Fe^{57}	$\pi(1f_{7/2})^6\ \nu(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^3$	$3/2^-$	-1,27	-0,19	-0,05	-0,07	-0,10
Co^{59}	$\pi(1f_{7/2})^7\nu(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^2(2p_{1/2})^2$	$7/2^-$	1,65	1,28	1,23	1,25	1,31
	" " $(2p_{3/2})^4$			1,26	1,20	1,24	
Fe^{57}	$\pi(1f_{7/2})^6\nu(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^2 2p_{1/2}$	$1/2^-$	1,28	1,28			0,18

Tab. 2 g-Faktoren der benachbarten gu- und ug-Kerne Fe^{57}, Co^{57} und Co^{59}. g_{Sch} sind die Schmidt-Werte, g_{Konf} die nach der Konfigurationsmischungstheorie berechneten Werte, g_{exp} die experimentellen Werte (ShiV 68).

Rumpfanregungen) die beobachteten Abweichungen der magnetischen Momente von den Schmidt-Werten nicht erklären können. In der Konfigurationsmischungstheorie werden dem reinen Schalenmodellzustand, der den Schmidt-Wert liefert, Zustände mit Seniority v = 3 beigemischt, die durch Einteilchenanregungen im "Rumpf" entstehen. Kleine Beimischungen bewirken große Änderungen des Erwartungswerts eines Operators, wenn der Interferenzterm (das Übergangsmatrixelement) nicht verschwindet. Daher tragen zum magnetischen Moment gerade solche Konfigurationen bei, die mit einem magnetischen Dipolübergang vom Schalenmodellgrundzustand aus erreicht werden können. Glieder, die vom Quadrat der Mischungsamplitude abhängen, werden vernachlässigt. Die Abweichungen des magnetischen Moments wurden von Noya, Arima und Horie mit Hilfe der störungstheoretischen Behandlung einer δ-Kraft als Restwechselwirkung berechnet. Die Autoren zeigten, daß die berechneten Werte relativ wenig von der Wahl der verwendeten Wellenfunktion (Oszillatorwellenfunktion und Kastenpotentialwellenfunktion) und der Stärkeparameter abhängen. In Tab. 2 sind in Spalte 4 die mit Konfigurationsbeimischungen berechneten g-Faktoren angegeben, jeweils die ersten beiden Werte unter Verwendung von Oszillatorwellenfunktionen mit dem Stärkeparameter c = 30 MeV bzw. c = 40 MeV, der dritte mit Hilfe von Kastenpotentialwellenfunktionen mit c = 90 MeV. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Werten ist zufriedenstellend, sogar die große Abweichung beim $3/2^-$-Zustand in Fe^{57} wird recht gut wiedergegeben.

Die Berücksichtigung von Konfigurationsbeimischungen im uu-Kern Co^{58} erfolgt daher automatisch, indem zur Berechnung des g-Faktors die der direkten Nachbarn (Co^{57}, Fe^{57}) herangezogen werden. Die auf diese Weise erhaltenen g-Faktoren sind in der Tabelle 3 unter g_{emp} angegeben. Nach Noya, Arima und Horie kommt bei uu-

Kernen noch eine Korrektur hinzu, die aber in der Regel zu vernachlässigen ist. Diese Korrektur ist für den g-Faktor des 2^+- und 4^+-Zustands berechnet und unter g_{Konf} berücksichtigt worden.

Konfiguration	J^π	g_{Sch}	g_{emp}	g_{Konf}	g_{exp}
$(\pi 1f_{7/2})^7$	2^+	3,11	2,03	1,95	2,00
	3^+	1,65	1,33		
$(\nu 1f_{7/2})^8(\nu 2p_{3/2})^3$	4^+	1,07	1,04	1,06	1,05
	5^+	0,77	0,90		
$(\pi 1f_{7/2})^7$	3^+	1,71	1,45		
	4^+	1,62	1,18		1,05
$(\nu 1f_{7/2})^8(\nu 2p_{3/2})^2(\nu 2p_{1/2})^1$					

Tab. 3 g-Faktoren im uu-Kern Co^{58}

Die Übereinstimmung mit den experimentellen Werten (letzte Spalte der Tabelle 3) ist sehr gut. Dennoch muß auf eine andere mögliche Konfiguration hingewiesen werden. Der Grundzustand von Fe^{57} hat Spin und Parität $J^\pi = 1/2^-$. Ihm kann im Schalenmodell die Neutronenkonfiguration $(1f_{7/2})^8\ (2p_{3/2})^2\ 2p_{1/2}$ zugeordnet werden. Allerdings weicht der g-Faktor erheblich vom Schmidt-Wert ab und kann auch nicht mit Konfigurationsbeimischungen durch eine δ-Kraft beschrieben werden (Tab. 2). Die Ankopplung eines $f_{7/2}$-Protons ergibt zwei Zustände in Co^{58} mit Spin und Parität 3^+ und 4^+. Zur Berechnung des g-Faktors dieser möglichen Zustände sollte im Sinne der Konfigurationsmischungstheorie der empirische Wert von Co^{59} herangezogen werden, da dieser Kern schon $p_{1/2}$-Anteile enthalten sollte. (Damit in der "geraden" Neutronen-(Protonen-) Konfiguration des benachbarten ug-(gu-)Kerns annähernd der gleiche Mischungsbeitrag berücksichtigt wird, muß ein Neutron (Proton) zur Konfiguration des uu-Kerns addiert werden, wenn das Neutron (Proton) den Spin $J_{\nu(\pi)} = l_{\nu(\pi)} - 1/2$ besitzt, und subtrahiert werden, wenn

es den Spin $J_{\nu(\pi)} = l_{\nu(\pi)} + 1/2$ hat.) Der Beitrag der Neutronen in der p-Schale zum magnetischen Moment von Co^{57} und Co^{59} ist aber vernachlässigbar, wie auch die Übereinstimmung der gemessenen Werte zeigt (Tab. 2).

In der zweiten Zeile der Tabelle 3 sind die berechneten g-Faktoren für den 3^+- und 4^+-Zustand angegeben, erst unter Benutzung der Schmidt-Werte, dann unter Benutzung der empirischen Werte von Fe^{57} $(1/2^-)$ und Co^{59}. Die Abweichung des experimentell bestimmten von dem empirisch berechneten g-Faktor im 4^+-Zustand ist nicht so groß, daß man diese Möglichkeit für die Konfiguration des 54 keV-Zustands völlig ausschließen kann.

Unterstützt wird die Annahme der Konfiguration mit einem $2p_{1/2}$-Neutron durch die Ergebnisse der Transferreaktion $Fe^{57}(He^3,d)$ von Trier et al. (TRBD 69); der 2^+-Grundzustand und der 5^+-Zustand (erster angeregter) in Co^{58} werden im Vergleich zum 54 keV-Zustand nur sehr schwach angeregt.

Wenn auch die Konfiguration nicht eindeutig ist, so bestätigt doch die gute Übereinstimmung des gemessenen g-Faktors des 54 keV-Zustands in Co^{58} mit den empirisch berechneten die Annahme für Spin und Parität von $J = 4^+$.

6. Spin der untersuchten Zustände und Multipolordnung der beobachteten γ-Übergänge

Die Lebensdauer, die vergleichbare Intensität der 56 keV- und der 28 keV-γ-Strahlung und der g-Faktor stützen eine Spinzuordnung von $J^{\pi} = 4^{+}$ für das 54 keV-Niveau in Co^{58}. Mit dieser Zuordnung sollte der Übergang zum Grundzustand ein E2-Übergang sein.

Für den 28 keV-Übergang kommen als Multipolordnungen M1 und E2 in Frage. Die Entwicklungskoeffizienten in der Legendre-Entwicklung der Winkelverteilung eines γ-Übergangs aus dem Zustand J_i in den Zustand J_f lassen sich immer zerlegen in einen Faktor, der die Besetzung des Zustands J_i z.B. durch eine Kernreaktion beschreibt, und in einen Faktor, der nur die Spins J_i und J_f sowie die Multipolordnung der Strahlung enthält. Das gemessene Verhältnis der A_2-Koeffizienten der verzweigten Übergänge gestattet die Eliminierung des unbekannten Besetzungsfaktors. Ein Vergleich mit den von T.Yamazaki (Yam 67) tabellierten Koeffizienten für die Winkelverteilung der Gammastrahlung ausgerichteter Kerne zeigt, daß nur die Annahme eines gemischten M1/E2-Übergangs die gleiche Startphase in den Spinpräzessionsspektren erklärt; wegen der quadratischen Abhängigkeit ergeben sich zwei Werte für das Mischungsverhältnis des 28 keV-Übergangs:

$$\delta = \frac{\langle J_f \| E2 \| J_i \rangle}{\langle J_f \| M1 \| J_i \rangle_{\substack{J_i=4 \\ J_f=5}}} = \begin{cases} -0{,}33 \pm 0{,}06 \\ -2{,}3 \pm 0{,}4 \end{cases}$$

D.h. der Multipolcharakter der 28 keV-γ-Strahlung ist entweder 90 % M1 und 10 % E2 oder 16 % M1 und 84 % E2.

Eine eindeutige Bestimmung des Mischungsverhältnisses ist nur mit zusätzlicher Information möglich, z.B. bei

Kenntnis des Konversionskoeffizienten oder des A_4-Koeffizienten in der Winkelverteilung.

Trier et al. (TRBD 69) nehmen für den 113 keV-Zustand Spin und Parität $J^\pi = 3^+$ (4^+) an. Die von uns beobachteten intensitätsreichen γ-Übergänge von 60 keV zum 4^+-Zustand und von 113 keV zum 2^+-Grundzustand sowie der mindestens zehnmal schwächere Übergang von 88 keV zum 5^+-Zustand sprechen für eine $J^\pi = 3^+$-Spinzuordnung.

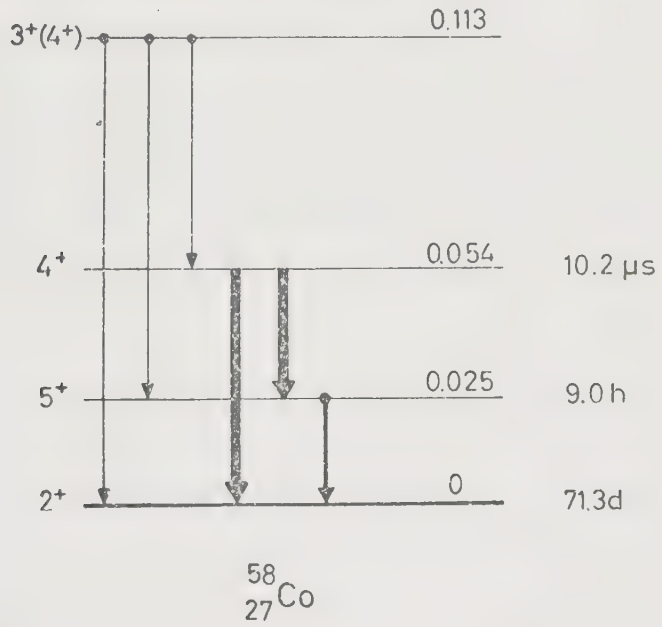

Abb. 5 Zerfallsschema der niedrig angeregten Zustände in Co^{58}

Möglicherweise gelingt es mit Hilfe der (p,n)-Reaktion, isobare Analogresonanzen im Compoundkern (Fe^{58} + p) anzuregen und über die Untersuchung des anschließenden Neutronenzerfalls weitere Aussagen über die tiefliegenden Zustände in Co^{58} zu gewinnen.

7. Untersuchung der Temperaturabhängigkeit

Mit Hilfe des nunmehr bekannten magnetischen Moments des angeregten Co^{58}-Kerns wurde versucht, über die Wechselwirkung mit dem Kobaltkern Information über die nächste Umgebung im Eisengitter zu gewinnen. Zu diesem Zweck wurden stroboskopische Resonanzkurven als Funktion der Temperatur aufgenommen, sowohl bei einem äußeren Magnetfeld von ungefähr 600 Gauß als auch von ungefähr 3 kGauß (5. Oberwelle, d.h. n = 5 in der Resonanzbedingung (6)). Es konnte keine Abhängigkeit der Resonanzlage von der Temperatur festgestellt werden, die durch Annahme eines Curie-Weiss-Paramagnetismus erklärt werden könnte. Dagegen stellte sich heraus, daß unterhalb von 900° C in dem untersuchten Magnetfeldbereich ($B_o \pm 40$ Gauß) keine Resonanz auftrat. In Abb. 6 ist der

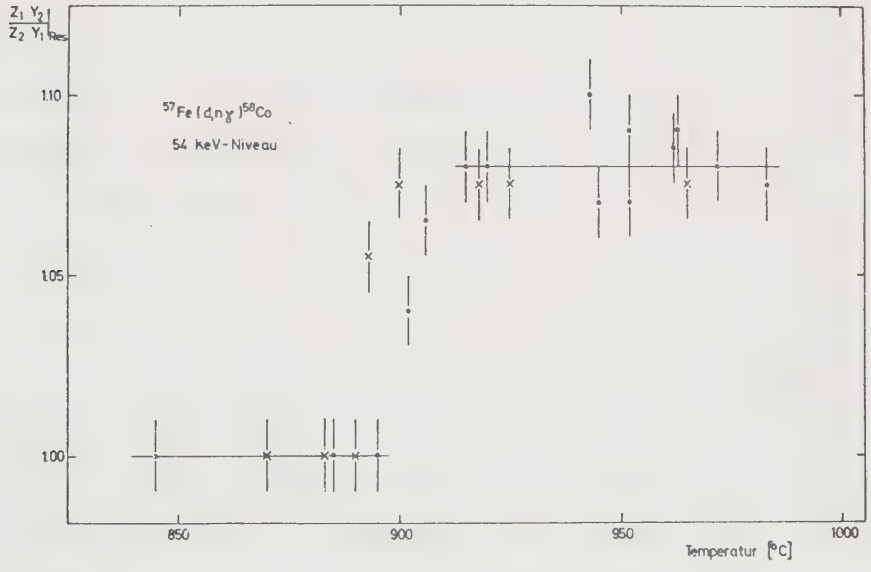

Abb. 6 Höhe der stroboskopischen Resonanz in Abhängigkeit von der Targettemperatur
Punkte kennzeichnen Resonanzkurven der Grundwelle (ungefähr 600 Gauß), Kreuze kennzeichnen Resonanzkurven der 5.Oberwelle (ungefähr 3 kGauß)

Resonanzeffekt als Funktion der Temperatur dargestellt. (Für diese Meßreihe war die Targetanordnung I verwendet worden; die Temperaturmessung erfolgte mit Hilfe eines Pyrometers und ist daher nur auf $\pm 5^{\circ}$ genau.) Zwei Ursachen könnten das Verschwinden der Resonanz erklären:

1. Ein innerer Beitrag verändert das am Kernort wirksame Magnetfeld um mehr als 40 Gauß.
2. Die Anisotropie der γ-Strahlung ist zerstört.

Zur Unterscheidung wurde eine Alignmentmessung durchgeführt. Das Ergebnis zeigt Abb. 7. Dargestellt ist das Verhältnis der γ-Intensitäten, gemessen unter den Winkeln 180° und 90°, im longitudinalen Magnetfeld ($B_{\parallel}$ = 1400 Gauß), normiert auf das Verhältnis im Transversalfeld ($B_{\perp}$ = 300 Gauß)., in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Temperatur wurde mit einem Chromel-Alumel-Thermoelement gemessen (Anordnung II). Meßwerte bei steigender Temperatur sind gegenüber denen bei fallender Temperatur unterschiedlich gekennzeichnet.

Die Messung spricht eindeutig für den Punkt 2: Unterhalb von 900° C, auch im ferromagnetischen Bereich (T_C kennzeichnet den Curie-Punkt), ist die Anisotropie der γ-Strahlung zerstört. Auf Grund der statistischen Genauigkeit muß die "Relaxationszeit" kleiner als 1,5 μsec sein (ungefähr $1/10\,\tau$), sofern man von einer Relaxationszeit sprechen kann. Die Sprungtemperatur liegt bei $(903 \pm 7)^{\circ}$ C. [+)] Es liegt nahe, sie mit dem Phasenumwandlungspunkt $T_{\alpha\gamma}$ zu identifizieren, an dem das kubisch raumzentrierte (bcc) α-Eisen (unterhalb von $T_{\alpha\gamma}$) in das kubisch flächenzentrierte (fcc) γ-Eisen übergeht (Die in der Literatur angegebenen Werte für den Umwandlungspunkt liegen zwischen 890 und 930° C.).

+) Es scheint eine leichte Hysterese mit einem Temperaturunterschied von ungefähr 10° C vorzuliegen.

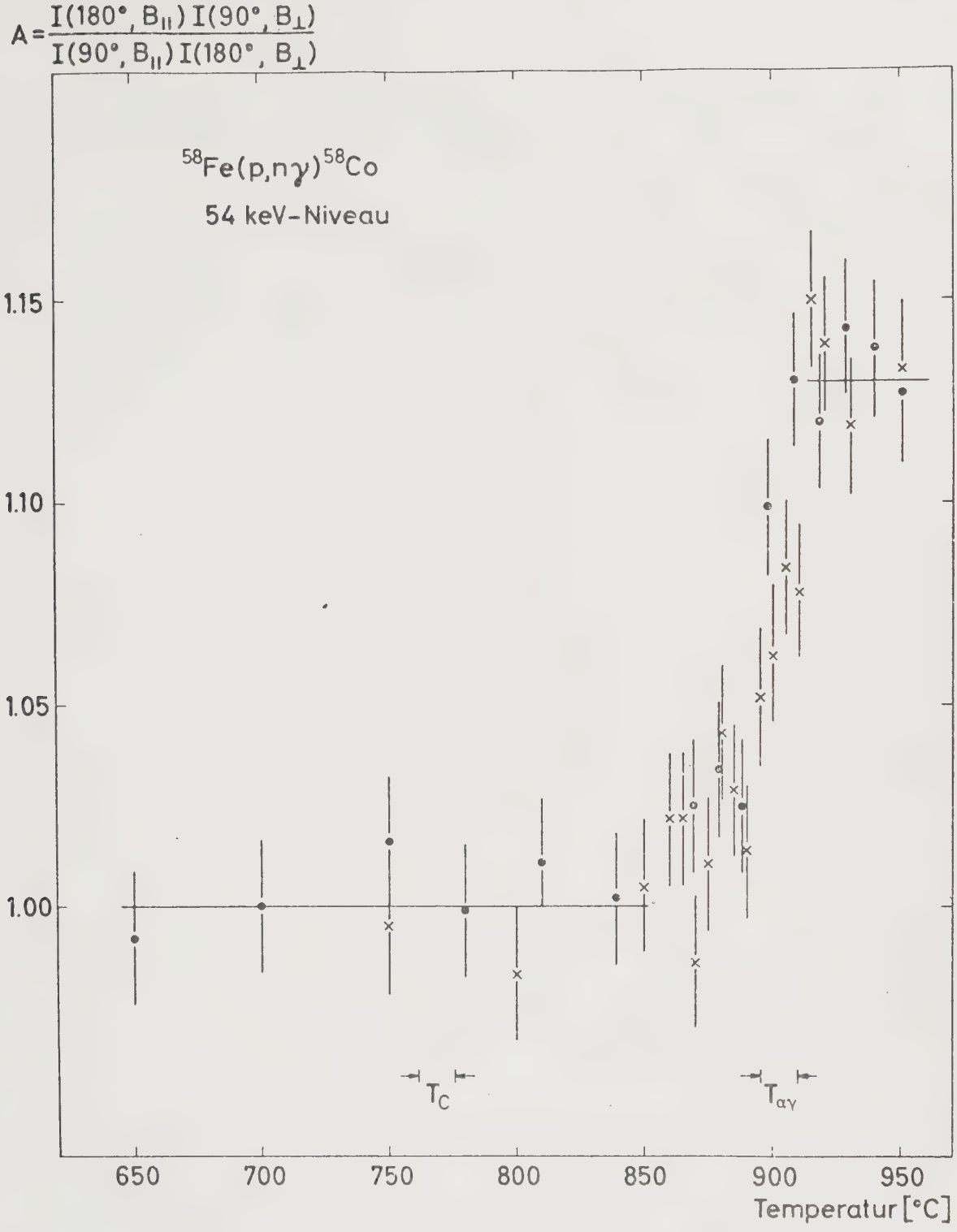

Abb. 7 Ausrichtung der Co^{58}-Kerne nach der Reaktion $Fe^{58}(p,n)\ Co^{58}$ in Abhängigkeit von der Targettemperatur

Punkte kennzeichnen Meßwerte bei fallender, Kreuze Meßwerte bei steigender Temperatur. T_C ist die Curie-Temperatur, $T_{\alpha\gamma}$ die Temperatur der α-γ-Phasenumwandlung

Zur Ergänzung der Alignmentmessung wurden zwei zeitlich differentielle Beobachtungen bei ca. 980° und 840° C mit einem transversalen Feld von ca. 3,5 kGauß durchgeführt, wobei nur auf den Zeitbereich bis zu 2 μsec nach der Anregung Wert gelegt wurde. Das Zeitspektrum für die Targettemperatur von 840° C zeigte keinerlei Modulationen, so daß die "Relaxationszeit" in der α-Phase sogar kleiner als 0,1 μsec sein muß.

8. Diskussion möglicher Ursachen für das unterschiedliche Verhalten in der α- und γ-Phase

Magnetische Kernresonanz-Experimente an ausgerichteten Co^{60}-Kernen, eindiffundiert in metallisches Eisen, ergaben bei $0{,}04^{\circ}$ K eine Spin-Gitter-Relaxationszeit von ungefähr 20 sec (TeSh 67). Extrapoliert man diesen Wert mit Hilfe der Korringa-Relation, so zeigt sich, daß die Spin-Gitter-Relaxationszeit im Temperaturbereich von 600 bis 900° C von der Größenordnung Millisekunden sein sollte. Spinecho-Untersuchungen am stabilen Co^{59}-Kern in Co-Fe-Systemen mit geringen Co-Konzentrationen ergaben eine Spin-Spin-Relaxationszeit von der Größenordnung 100 μsec (JaSUW 64).
Die beiden Beispiele zeigen, daß die im vorliegenden Experiment auftretende Relaxationszeit nicht mit diesen Relaxationsmechanismen zu erklären ist.

Es liegt daher die Vermutung nahe, daß die Störung des Kristallgitters durch den Beschuß mit hochenergetischen geladenen Teilchen und durch den Abbremsprozeß der angeregten Kerne einen erheblichen Einfluß auf den Relaxationsmechanismus hat. Der angeregte Kern (im vorliegenden Fall Co^{58}) erhält bei der Kernreaktion (Protonenenergie ca. 6 MeV) eine Rückstoßenergie von einigen 100 keV; die Abbremszeit liegt in der Größenordnung 10^{-12} sec. In ähnlich kurzer Zeit (und schneller) heilen in Metallen Störungen der Elektronenhülle aus. Ihr Einfluß auf die Kernausrichtung sollte trotz der dabei auftretenden großen Magnetfelder klein sein. Anders verhält es sich dagegen mit den Gitterstörungen in der Umgebung des zur Ruhe gekommenen angeregten Rückstoßkerns; die Rückstoßenergie reicht aus, um eine ausgedehnte Zone von Gitterdefekten zu erzeugen.

Es kann sich dabei aber nur um Punktdefekte handeln und nicht um amorphe Zonen, da Mößbauerspektren von Fe^{57}

nach der Kernreaktion $Fe^{56}(d,p)\ Fe^{57}$ mit entsprechenden Präparatespektren übereinstimmen (ChrHM 67); amorphe Zonen sollten sich besonders auf den Debye-Waller-Faktor und auf die Struktur der Hyperfeinspektren auswirken, Änderungen wurden aber nicht festgestellt.

Simulationsrechnungen für α-Eisen von Vineyard (ViES 65) für eine auf ein Eisenatom übertragene Rückstoßenergie von etwa 1 keV ergaben folgendes Bild: Der Rückstoßkern kommt durch einen Ersetzungsstoß auf einem normalen Gitterplatz zur Ruhe, als Gitterdefekte werden Leerstellen und Zwischengitterplätze gebildet, wobei in der näheren Umgebung des Rückstoßkerns bevorzugt Leerstellen auftreten. Die Untersuchungen der temperaturabhängigen Relaxation von ausgerichteten As^{73}-Kernen in kubischem Germanium scheinen eine erhöhte Konzentration von Leerstellen in der Umgebung des Rückstoßkerns zu bestätigen (Siel 70). Leerstellen (oder andere Defektstellen) in einem kubischen Gitter zerstören die Ladungssymmetrie am Ort des Rückstoßkerns; über die elektrische Quadrupolwechselwirkung ist eine Beeinflussung der Kernausrichtung möglich. Besteht das Gitter aus magnetischen Atomen, so kann die Kernausrichtung auch durch die Änderung der magnetischen Wechselwirkung gestört werden.

8.1 Statische Wechselwirkung

Bleibt die gestörte Gitterumgebung über Zeiten bestehen, die länger als die Lebensdauer des angeregten Kernzustands sind, so wird die Anisotropie der emittierten γ-Strahlung durch statische Wechselwirkung mit den Kernmomenten gestört. Bei den verwendeten Targettemperaturen von ca. 900° C sind jedoch die Platzwechselfrequenzen von Gitterdefekten bereits so hoch, daß keine über Mikrosekunden stabile Gitterdefekt-Konfiguration existiert.

Die Platzwechselfrequenz ist gegeben durch

$$(14) \qquad \omega = \omega_0 \cdot e^{-E^M/kT} \quad .$$

Dabei bedeutet E^M die Aktivierungsenergie für die Wanderung eines Gitterdefekts. In einem normalen Kristall, in dem der Defekt erst durch thermische Energie gebildet werden muß, kommt zur Wanderungsenergie E^M noch die Bildungsenergie E^F hinzu, deren Summe z.B. im Falle der Leerstelle die Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion darstellt. Die Platzwechselfrequenz ist mit der Diffusionskonstanten verknüpft durch

$$(15) \qquad D_0 = a^2 \cdot \omega_0 \quad ,$$

wobei a die Länge eines Diffusionsschrittes ist (etwa die Gitterkonstante). Mit $a \approx 3 \cdot 10^{-8}$ cm, $D_0 \approx 2$ cm^2/sec für α-Eisen ist die Platzwechselfrequenz ω_0 von der Größenordnung 10^{15} bis 10^{16} Hz. In der Regel muß für die Wanderung von Leerstellen eine größere Energie aufgewendet werden als z.B. für die Wanderung von Atomen auf Zwischengitterplätzen. Nach Glaeser und Wever (GlaW 69) beträgt die Wanderungsenergie einer Leerstelle im α-Eisen $E^M = 1{,}1$ eV. Demnach ändert sich die Gitterkonfiguration mit einer Frequenz von etwa 10^{10} bis 10^{11} Hz bei einer Temperatur von etwa 900° C.
Statische Wechselwirkungen können daher ausgeschlossen werden.

8.2 Fluktuierende Wechselwirkung

Nimmt man an, daß ein Platzwechselvorgang mit einer Veränderung des an den Kernmomenten angreifenden Störfeldes verbunden ist, so kann die reziproke Platzwechselfrequenz als eine Korrelationszeit τ_c interpretiert werden. Die Korrelationszeit wäre demnach klein gegen die Lebensdauer. Nimmt man ferner an, daß die durch die Störung be-

dingte mittlere Wechselwirkungsfrequenz $\bar{\omega}$ während der Korrelationszeit nur kleine Änderungen des Kernspinsystems hervorruft,

$$(16) \quad \bar{\omega} \cdot \tau_c \ll 1, \quad \tau_c \ll \tau$$

so ist nach Abragam und Pound (AbrP 53) die Relaxationszeit gegeben durch

$$(17) \quad \lambda_2 = \lambda = \frac{1}{T_{Rel}} = s \cdot \overline{\omega^2} \cdot \tau_c \quad .$$

(Im Falle der elektrischen Quadrupolwechselwirkung ist $\overline{\omega^2}$ dem Quadrat des Kernquadrupolmoments und dem mittleren Quadrat des elektrischen Feldgradienten, im Falle der magnetischen Wechselwirkung dem Quadrat des magnetischen Kerndipolmoments und dem mittleren Quadrat des Magnetfeldes proportional; s ist ein Spinfaktor.)

Das sprunghafte Anwachsen der Relaxationszeit auf mehr als das 500fache beim Übergang von der α- zur γ-Phase ließe sich zurückführen auf:

1. Änderung der Korrelationszeit τ_c durch unterschiedlichen Diffusionsprozeß
2. Änderung der Wechselwirkungsfrequenz $\bar{\omega}$
3. Änderung von Korrelationszeit und Wechselwirkungsfrequenz

Im folgenden sollen der Diffusionsprozeß und die Art der Wechselwirkung näher untersucht werden.

8.21 Änderung der Korrelationszeit

Nach Gleichung (14) ist die Platzwechselfrequenz stark von der Wanderungsenergie eines Gitterdefekts abhängig. Die Wanderungsenergie einer Leerstelle im α-Eisen beträgt nach Glaeser und Wever $E_V^M = 1{,}1$ eV (V- Vacancy) bei einer Gesamtaktivierungsenergie für Selbstdiffusion von $E_{SD} = 2{,}6$ eV.

Eine 500mal kürzere Korrelationszeit ergäbe sich, wenn die Wanderungsenergie in der γ-Phase um ungefähr 0,6 eV kleiner wäre. Das bisher bekannte empirische Material für die Diffusion in kubisch flächenzentrierten Metallen spricht gegen eine solche Wanderungsenergie für Leerstellen im γ-Eisen. In kubisch flächenzentrierten Metallen beträgt die Wanderungsenergie durchweg 40 bis 50 % der Aktivierungsenergie für Selbstdiffusion (Pet 68). Die Aktivierungsenergie im γ-Eisen liegt aber bei 3 eV und ist sogar größer als im α-Eisen. Das unterschiedliche Relaxationsverhalten kann daher nicht auf verschiedene Wanderungsenergien in den beiden Phasen zurückgeführt werden.

Die in Gleichung (15) angegebene Beziehung zwischen Platzwechselfrequenz und Diffusionskonstante stellt nur eine Näherung dar. Sie enthält u.a. noch einen Korrelationsfaktor, der besondere Gitterstrukturen berücksichtigt. Allerdings ist der Korrelationsfaktor für die fcc-Struktur nur wenig verschieden von dem für die bcc-Struktur (Pet 68). In einer mikroskopischen Theorie müßte ferner berücksichtigt werden, daß der Platzwechselvorgang in der Nähe eines Fremdatoms (Co in Fe) vor sich geht. Es ist aber wenig wahrscheinlich, daß die Berücksichtigung all dieser Korrelationen den großen Unterschied in der Relaxation erklären könnte, zumal die Aktivierungsenergie für die Diffusion von Co^{60} in Eisen nur geringfügig von der Aktivierungsenergie für Selbstdiffusion abweicht (z.B. JaL 66).

Eine weitere Größe, die in die Platzwechselfrequenz eingeht, ist die Länge a eines Diffusionsschrittes. Die Gitterkonstante ändert sich zwar am Phasenumwandlungspunkt stark, aber durch die zusätzliche Strukturänderung wird letzten Endes der Abstand zum nächsten Nachbarn kaum geändert (s.Tab. 4).

Das diskutierte Diffusionsmodell enthält noch einige unbekannte Faktoren. Zwar sind für das kubisch raumzentrierte α-Eisen einige Diffusionsdaten bekannt, jedoch ist der Diffusionsmechanismus in der bcc-Struktur keineswegs geklärt. Das liegt zum großen Teil daran, daß in der

	Struktur	a [Å]	a_{nn} [Å]	$\sum_j n_j a_j^{-6}$ [Å^{-6}]$^{++)}$	Θ [°K]
α-Eisen	bcc	2,899$^{+)}$	2,51	0,0485	330$^{+++)}$
γ-Eisen	fcc	3,639$^{+)}$	2,58	0,0496	338$^{+++)}$

Tab. 4 Gitterkonstante a, Abstand zum nächsten Nachbarn a_{nn}, Abstandssumme (mit der Anzahl der Nachbarn gewichtet) $\sum_j n_j a_j^{-6}$ und Debye-Temperatur für die α- und γ-Phase des Eisens am Umwandlungspunkt
$^{+)}$ (BaHS 55), $^{++)}$ (GuM 52), $^{+++)}$ (KoWa 69)

Gruppe der kubisch raumzentrierten Metalle große Unterschiede in den Diffusionseigenschaften beobachtet werden. Dagegen zeigen Metalle mit fcc-Struktur im Diffusionsverhalten große Ähnlichkeiten, doch gerade das kubisch flächenzentrierte γ-Eisen ist bisher wenig untersucht. Da aber das α-Eisen in den bisher bekannten Diffusionsgrößen (z.B. Wanderungs- und Aktivierungsenergie) den kubisch flächenzentrierten Metallen durchaus ähnlich ist, muß angenommen werden, daß ein unterschiedliches Diffusionsverhalten in der α- und γ-Phase allein nicht den beobachteten Sprung in der Relaxation erklären kann.

8.22 Elektrische Quadrupolwechselwirkung

Auch in Metallen läßt sich jedem Gitterbaustein eine Ladung zuschreiben, da die Leitungselektronen nicht streng lokalisiert sind. Daher kann auch in kubischen Metallgittern durch eine benachbarte Leerstelle am Kernort des betrachteten Atoms (hier Co) ein Feldgradient erzeugt werden

Die mittlere Wechselwirkungsfrequenz mit dem Kernquadrupolmoment Q ist

$$(18) \quad (\overline{\omega_Q^2})^{1/2} = \frac{e \cdot Q}{\hbar} (\overline{V_{zz}^2})^{1/2} \quad .$$

Schätzt man den Feldgradienten durch Annahme einer Punktladung im Abstand a ab, so ergibt sich für Q = 0,5 b, a = 2,5 Å eine Quadrupolfrequenz von ungefähr 10^7 Hz. Durch Polarisation der Elektronenhülle (Sternheimer-Effekt) kann der effektive Feldgradient am Kernort bis zu zwei Größenordnungen verstärkt werden. Wegen der zu erwartenden Abnahme des Feldgradienten mit der dritten Potenz des Abstandes tragen nur Fehlstellen in der nächsten Umgebung des Co^{58} zur Wechselwirkung bei. Der Abstand zum nächsten Nachbarn a_{nn} und die mit der Anzahl der Nachbarn gewichtete Abstandssumme $\sum_j n_j a_j^{-6}$ (6. Potenz, da der Feldgradient quadratisch in den Relaxationsausdruck eingeht) ändern sich beim Übergang von der α- zur γ-Phase nur um etwa 2 bis 3 %.

Mit Hilfe des Mößbaereffekts an Fe^{57} konnten Kovats und Walker (KoWa 69) nachweisen, daß sich beim Phasenübergang die Elektronendichte am Eisenkernort um 6,3 % ändert. Das Kobaltatom hat zwar ein 3d-Elektron mehr, das am Kernort wirksame Magnetfeld nimmt aber um 60 bis 70 kGauß zu, wenn man Kobaltkerne statt in Kobalt in Eisen einbaut, und erreicht fast den Wert für das Eisenatom (s.Tab. 5), so daß angenommen werden kann,

Kern \ Gitter	Fe	Co
Fe	- 337	- 323
Co	- 288	- 216

Tab. 5 Magnetfeld am Kernort von Fe und Co in Eisen- und Kobaltmetall bei T = 0° K (Feld in kGauß) (ShiD 68)

daß das Kobaltatom beim Einbau in Eisen sein überschüssiges 3d-Elektron abgibt und damit eine ähnliche Elektronenkonfiguration besitzt wie ein Eisenatom im Eisengitter. Daher kann die Elektronendichteänderung beim Phasenübergang, gemessen am Eisenatom, in erster Näherung auch für das Kobaltatom angenommen werden. Die Änderung der Elektronendichte am Kernort erscheint zu klein, um über die Änderung des Abschirmfaktors (Verstärkungsfaktors) im Feldgradienten den beobachteten Unterschied in der Relaxation zu erklären. Nimmt man den günstigen Fall an, daß nach den Ausführungen des letzten Abschnitts die Korrelationszeit in der γ-Phase eine Größenordnung kleiner ist als in der α-Phase, so müßte sich der Abschirmfaktor immer noch fast um eine Größenordnung unterscheiden.

Ferner ist am 14 keV-Zustand in Fe^{57} (Mößbauer-Niveau) in Eisenmetall nach der Kernreaktion $Fe^{56}(d,p)\ Fe^{57}$ zeitlich differentiell die Larmorpräzession im inneren Magnetfeld beobachtet worden (bei Zimmertemperatur) (BFLM 69). Es wurde keine Dämpfung der Modulationsamplitude festgestellt. Als untere Grenze kann daher für die Relaxationszeit 400 nsec angenommen werden. Das Quadrupolmoment des Fe^{57} im 14 keV-Zustand ist bekannt. Wenn man annimmt, daß das Quadrupolmoment des untersuchten 4^+-Zustands in Co^{58} dreimal so groß ist, so wird gerade der unterschiedliche Spinfaktor kompensiert. Auch zur Erklärung des Unterschieds zwischen Fe^{57} und Co^{58} in Eisen müßte ein unterschiedlicher Abschirmfaktor herangezogen werden, wenn man von Korrelationseffekten im Diffusionsmechanismus absieht, und zwar in einer Größenordnung, die nicht mit der beobachteten Ähnlichkeit der Elektronenhülle zu vereinbaren ist.

Es zeigt sich also, daß es schwierig ist, durch Annahme einer Quadrupolwechselwirkung die unterschiedliche Relaxation sowohl beim Phasenübergang $\alpha \longleftrightarrow \gamma$ als auch bei der Ersetzung $Co^{58} \longleftrightarrow Fe^{57}$ im Eisengitter zu erklären.

8.23 Magnetische Wechselwirkung

Im Falle der magnetischen Wechselwirkung lautet die mittlere Wechselwirkungsfrequenz

$$(19) \quad (\overline{\omega_L^2})^{1/2} = g \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} \cdot (\overline{B^2})^{1/2} \quad .$$

Da der g-Faktor des untersuchten Zustands in Co^{58} zehnmal größer ist als in Fe^{57}, wird der Unterschied bei der Ersetzung Co^{58} durch Fe^{57} zwanglos erklärt, wenn man eine magnetische Störung annimmt. Problematisch dagegen ist die Interpretation der Änderung bei der Phasenumwandlung.

Durch Messungen der makroskopischen Suszeptibilität (Nak 56, KoL 65) ist bekannt, daß die γ-Phase ein völlig anderes magnetisches Verhalten zeigt als die α-Phase (s.Abb. 8) :

(1) Die Suszeptibilität in der γ-Phase ist wesentlich kleiner,
(2) die Temperaturabhängigkeit ist klein,
(3) die Anwendung eines Curie-Weiss-Gesetzes deutet auf einen negativen Curie-Punkt hin.

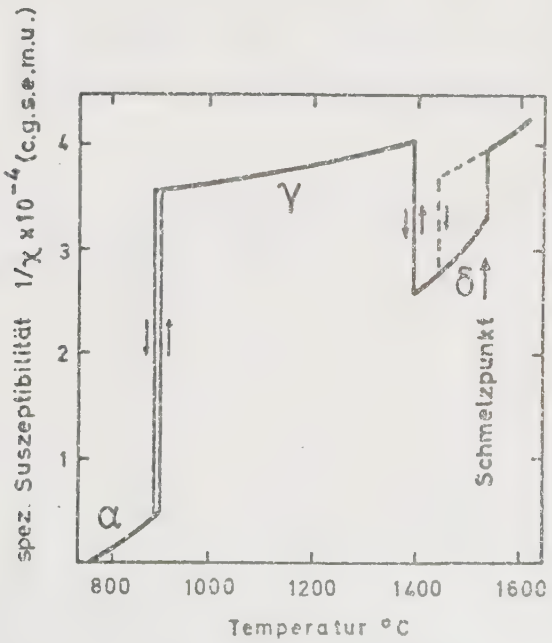

Abb. 8 Spezifische Suszeptibilität von Eisen in Abhängigkeit von der Temperatur (nach (Nak 56))

(Punkt 2 ist möglicherweise ein Grund dafür, daß keine Temperaturabhängigkeit der Resonanzlage bei den stroboskopischen Messungen in der γ-Phase beobachtet wurde.)

Es wird daher angenommen, daß γ-Eisen eine antiferromagnetische Struktur aufweist,[+)] die durch eine Vorzeichenänderung der Austauschwechselwirkung bei der Phasenumwandlung hervorgerufen wird. Inwieweit aber eine Leerstelle über die Austauschwechselwirkung (bzw. die an dieser Stelle fehlende Austauschkraft) das Alignment des Co^{58}-Kerns in der α-Phase zerstört, bleibt noch zu klären. Dabei muß berücksichtigt werden, daß es sich um einen Kobaltkern und nicht um einen Eisenkern im Eisengitter handelt.

Vielleicht kann die Untersuchung am zweiten Umwandlungspunkt bei 1400° C, an dem sich das γ-Eisen in das wieder kubisch raumzentrierte δ-Eisen umwandelt, Aufschluß über den Relaxationsmechanismus geben. Jedoch stellt die hohe Temperatur erhebliche technische Anforderungen gerade für Experimente am Beschleuniger. Weitere Information über die antiferromagnetische Struktur und den Einfluß der Gitterstörungen sollte gewonnen werden können, wenn man den Stabilitätsbereich der γ-Phase durch Legieren z.B. mit Mangan (KoL 65) zu tieferen Temperaturen hin erweitert.

[+)] Für den Fall, daß es sich in einem magnetisch geordneten Zustand befindet.

8.3 Schlußbemerkung

Die Diskussion zeigt, daß es gegenwärtig nicht möglich ist, das beobachtete unterschiedliche Relaxationsverhalten von ausgerichteten Co^{58}-Kernen in α- und γ-Eisen zu erklären. Lediglich statische Wechselwirkungen können als Ursache für die starke Störung der Kernausrichtung in der α-Phase mit einiger Sicherheit ausgeschlossen werden.

Vielleicht können Untersuchungen an Eisen-Kobalt- und Eisen-Mangan-Legierungen näheren Aufschluß über die Art der fluktuierenden Wechselwirkung und den Einfluß der Gitterstörung durch den Rückstoß geben.

Literaturverzeichnis

AbrP 53 — A.Abragam and R.V.Pound
Phys.Rev. 92 (1953) 943

BaHS 55 — Z.S.Basinski, H.Hume-Rothery, A.L.Sutton
Proc.Roy.Soc.(London), A 229 (1955) 459

BFLM 69 — N.Bräuer, B.Focke, B.Lehmann, E.Matthias, D.Riegel, G.Weyer
Jahresbericht 1969, HMI Berlin, Sektor Kernphysik

Ble 67 — J.Bleck
Diplomarbeit, HMI Berlin,Sektor Kernphysik, 1967

BMiRZ 70 — J.Bleck, R.Michaelsen, W.Ribbe, W.Zeitz
Phys.Lett. (1970)

BrEHK 64 — K.Brandi, R.Engelmann, V.Hepp, E.Kluge, H.Krehbiel, U.Meyer-Berkhout
Nucl.Phys. 59 (1964) 33

ChrHM 67 — J.Christiansen,P.Hindennach, U.Morfeld, E.Recknagel, D.Riegel, G.Weyer
Nucl.Phys. A99 (1967) 345

ChrMR 70 — J.Christiansen, H.-E.Mahnke, E.Recknagel, D.Riegel, G.Schatz, G.Weyer, W.Witthuhn
Phys.Rev. C1 (1970) 613

Eng 67 — W.Engels
Forschungsbericht K 67-63 , Bundesminister für wiss. Forschung, Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn, 1967

Gab 69 — H.Gabriel , Phys.Rev. 181 (1969) 506

GlaW 69 W.Glaeser, H.Wever
Phys.stat.sol. 35 (1969) 367

GuM 52 H.S.Gutowsky and B.R.McGarvey
J.Chem.Phys. 20 (1952) 1472

JaL 66 D.W.James, G.M.Leak
Phil.Mag. 14 (1966) 701

JaSUW 64 R.F.Jackson, R.G.Scurlock, D.B.Utton,
T.H.Wilmshurst
Phys.Lett. 11 (1964) 197

KoL 65 R.Kohlhaas, H.Lange
Z.angew.Phys. 18 (1965) 453

KoWa 69 T.A.Kovats, J.C.Walker
Phys.Rev. 181 (1969) 610

Mah 68 H.-E.Mahnke
Diplomarbeit, HMI Berlin, Sektor Kernphysik,
1968

Nak 56 Y.Nakagawa
J.Phys.Soc.Japan 11 (1956) 855

NDS 70 Nuclear Data Sheets
Nuclear Data Group, Oak Ridge National
Laboratory, 1970

NoAH 58 H.Noya, A.Arima, H.Horie
Progr.Theor.Phys.Suppl. 8 (1958) 33

Pet 68 N.L.Peterson
Solid State Physics ,Vol. 22
(Academic Press, New York, 1968)

ShiD 68 D.A.Shirley in
Proc.Conf. held at Asilomar, Pacific Grove, California, 1967, hyperfine structure and nuclear radiations ed. by E.Matthias and D.A.Shirley (North-Holland Publ.Co., Amsterdam, 1968), S.979

ShiV 68 V.S.Shirley in
Proc.Conf. held at Asilomar, s.o.,S.985

Siel 70 R.Sielemann
Diplomarbeit, HMI Berlin, Sektor Kernphysik, 1970

TeSh 67 J.E.Templeton and D.A.Shirley
Phys.Rev.Lett. 18 (1967) 240

TRBD 69 A.Trier, J.Rapaport,T.A.Belote, W.E.Dorenbusch
Nucl.Phys. A134 (1969) 396

ViES 65 G.H.Vineyard, C.Erginsoy, A.Shimizu
Phys.Rev. 139 (1965) A118

Weg 65 H.Wegener
Der Mößbauereffekt, BI, Mannheim, 1965

Yam 67 T.Yamazaki in
Nuclear Data, Sec.A Vol. 3,1 (1967)

Diese Arbeit wurde am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin durchgeführt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Lindenberger und Herrn Professor Dr. Recknagel für ihr förderndes Interesse und für die guten Arbeitsbedingungen am Institut.

Ferner danke ich den Herren Becker, Bertschat, Professor Dr. Christiansen, Professor Dr. Recknagel, Schatz, Sielemann, Spellmeyer, Wichert und Witthuhn für wertvolle Diskussionen und für die Mithilfe bei den Messungen.

Für die Unterstützung bei der Targetherstellung danke ich Herrn Franke.

L e b e n s l a u f

Am 12. November 1944 wurde ich als zweiter Sohn des Karl Mahnke und seiner Ehefrau Dora, geborene Raschke, in Berlin geboren. Dort besuchte ich sechs Jahre die Grundschule. Meine Gymnasialzeit begann ich zunächst auf der Humboldtschule in Berlin-Tegel, wechselte aber später zur Schulfarm Insel Scharfenberg über, auf der ich im Februar 1963 die Reifeprüfung bestand.
Im Sommersemester des gleichen Jahres begann ich an der Freien Universität Berlin mein Physikstudium und bestand dort im November 1965 die Vordiplomprüfung.
Nach dem Abschluß meiner Diplomarbeit "Gestörte Winkelkorrelation nach kohärenter Anregung mit gepulstem Teilchenstrahl", die ich unter Leitung von Herrn Professor Lindenberger am Hahn-Meitner-Institut durchführte, legte ich im Dezember 1968 an der FU Berlin die Diplomprüfung in Physik ab.
Anschließend begann ich am Hahn-Meitner-Institut meine Doktorarbeit und beteiligte mich an einer Reihe von Experimenten zur Bestimmung von magnetischen Momenten angeregter Kernzustände.
Zum Sommersemester 1969 wurde ich in die Studienstiftung des deutschen Volkes aufgenommen.
Ich bin seit März 1969 verheiratet.